

# Dinamika Pertukaran Partikel Pada Interaksi Nukleon-Nukleon Dalam Potensial Lokal

R. Yosi Aprian Sari<sup>1</sup>, Supardi<sup>1</sup>, Agung BSU<sup>2</sup>, Arief Hermanto<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Jurusan Pendidikan Fisika, FMIPA, Universitas Negeri Yogyakarta

<sup>2</sup>Jurusan Fisika, FMIPA, Universitas Gadjah Mada

E-mail: ryosia@uny.ac.id

Received 21-02-2012, Revised 21-03-2012, Accepted 28-03-2012, Published 30-04-2012

## ABSTRAK

Telah dilakukan penelitian interaksi dua nukleon berupa proton dan neutron sebagai sistem yang terikat dalam potensial lokal, yang dikenal sebagai *deuteron*, yang mana telah dihasilkan suatu formulasi matematis berupa dua persamaan diferensial terdang dan beberapa nilai besaran statik sebagai akibat interaksi proton dan neutron. Interaksi dua nukleon tersebut melalui medan potensial inti akan menghasilkan gaya inti yang mana gaya di antara nukleon-nukleon tersebut dihasilkan oleh *pertukaran meson*. Salah satu dari anggota kelompok partikel meson adalah *pion*. Pion dapat bermuatan ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ) atau netral  $\pi^0$ . Bentuk potensial interaksi yang paling sederhana adalah potensial pertukaran satu-pion (OPEP),  $V_{\text{OPEP}}$  yang mempunyai gayut radial dari potensial Yukawa.

Dalam penelitian ini, langkah awal yang ditempuh adalah melakukan diskretisasi terhadap ungkapan potensial OPEP yang terdang dengan persamaan syarat batas akibat pengaruh jarak interaksi yang diperoleh dari analisa teoretik. Langkah selanjutnya adalah mengimplementasikan suatu teknik pemrograman untuk mendapatkan nilai yang terkait dengan pengaruh potensial OPEP dalam deuteron, yaitu berupa besaran-besaran statik deuteron, yaitu jarak terjadinya pertukaran pion, dan perkiraan massa pion yang terlibat dalam interaksi ini.

*Kata-kata kunci* : Deuteron, OPEP, Potensial Lokal

## PENDAHULUAN

Sifat-sifat potensial antarnukleon dapat dijelaskan secara kuantitatif oleh Yukawa (1935) dengan ditandai oleh adanya potensial pertukaran meson yang menyebabkan interaksi nukleon-nukleon yang sebagian besar di dalam potensial tersebut terjadi pertukaran  $\pi$  meson atau pion. Kontribusi pertukaran ini terkait pada prinsip ketakpastian Heisenberg, yaitu mempunyai kuat potensial pada jarak  $\pi / (m_{\pi} c) \approx 1,4 \text{ fm}$  dari pusat. Selain interaksi kuat yang merupakan komponen terbesar dari pertukaran pion, terdapat interaksi lain, yaitu interaksi elektromagnetik dan interaksi lemah yang terlibat didalamnya, misalnya pada peluruhan atau pererasan kaon  $K^+$ . [1], [2]

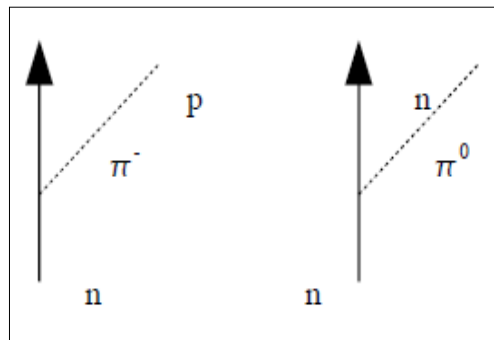
Dari hasil penelitian terdahulu, interaksi nukleon-nukleon yang berupa proton dan neutron menghasilkan suatu formulasi matematis berupa dua persamaan diferensial terdang yang di dalamnya memuat antara lain bentuk tensor dan spin orbit. Dari hasil penelitian selanjutnya, diperoleh beberapa nilai besaran statis sebagai akibat interaksi proton dan neutron. [3], [4]

Penelitian ini sangat penting dilakukan karena terkait dengan bentuk interaksi gaya inti dua nukleon dalam hal ini berupa proton dan neutron dalam inti. [5]

### KAJIAN TEORETIS

Efek mesonik inti dalam inti mempunyai dua ketakpastian utama, pertama fungsi gelombang yang digunakan untuk mengetahui kontribusi pertukaran diperoleh dari persamaan Schrödinger yang mengandung potensial antarnukleon yang mana potensial antarnukleon tersebut merupakan hasil dari pertukaran meson. Kedua, secara implisit dalam proses pertukaran tersebut terdapat kebolehjadian berhingga untuk mendapatkan jenis meson virtual lain, yaitu  $(\rho, \omega, \dots)$ , isobar nukleon  $(\Delta, N, \dots)$ , anti-nukleon  $(\bar{p}, \dots)$ , dan lain-lain.

Unsur utama dalam menelaah inti dalam interaksinya di antara komponen nukleon-nukleon yang dibangkitkan oleh pertukaran pion dan jenis meson lainnya, yang berimplikasi dari proses  $(n \rightarrow p + \pi^-)$ ,  $(n \rightarrow n + \pi^0)$  dan lain-lain yang secara terus menerus pion dipancarkan dan diserap (Gambar 1).  $\pi^0$ ,  $\pi^-$  dan  $\pi^+$  masing-masing adalah pion netral, bermuatan negatif dan bermuatan positif. Pion yang harus dipancarkan minimal memiliki energi sebesar 130 MeV agar dapat memecahkan massa diamnya,  $m_\pi$ . Dari prinsip ketakpastian, pion hanya dapat hidup sesaat dalam orde  $\hbar / m_\pi c^2 \approx 10^{-23}$  detik dan hanya berada disekitar nukleon dengan jejari  $\hbar / m_\pi c \approx 1,4 \text{ fm}$ , dengan  $m_\pi$  adalah massa diam pion. [6]



Gambar 1. Pemancaran Pion Virtual Oleh Nukleon [6]

Dalam pendekatan semi klasik, nukleon dianggap sebagai partikel masif tidak berhingga dan medan pion statis (yaitu tidak bergantung pada waktu). Medan pion  $\phi^{(i)}$  dari sebuah nukleon (disebut nukleon pertama) diletakkan pada posisi yang mempunyai bentuk Yukawa, yakni (untuk  $\hbar = c = 1$ )

$$\phi^{(i)}(\hat{\mathbf{x}}) = -\frac{1}{4\pi m_\pi} \hat{\tau}_1^{(i)} \hat{\sigma}_1 \cdot \nabla \left( \frac{\exp(-m_\pi |\hat{\mathbf{x}} - \hat{\mathbf{r}}|)}{|\hat{\mathbf{x}} - \hat{\mathbf{r}}|} \right) \tag{1}$$

Dengan  $\hat{\tau}^{(i)}$  merupakan komponen ke- $i$  operator isospin nukleon dan konstanta gandingan (coupling) pseudovektor  $f$  yang diketahui melalui eksperimen nilainya  $f^2 / 4\pi \approx 0,08$  yang terkait terhadap konstanta gandingan pseudoskalar  $g^2 / 4\pi \approx 14,3$  dengan

$$f / m_\pi = g / 2M \tag{2}$$

Variabel  $i$  dalam  $\phi^{(i)}$  adalah komponen isospin 1, 2, dan 3 dari medan pion. Pada dua keadaan muatan pion  $\phi^+$  dan  $\phi^-$  diberikan sebagai

$$\phi^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi_1 \pm i\phi_2) \quad (3)$$

dan keadaan netral  $\phi^0$  diberikan sebagai

$$\phi^0 = \phi_3 \quad (4)$$

Untuk  $\phi^{(i)}$  memiliki sifat-sifat simetri pion (baik pseudoskalar dan isovektor),  $\phi^{(i)}$  mempunyai bentuk yang sama dengan potensial  $V(\vec{r})$  terhadap dwikutub  $\vec{d}$  yang diletakkan pada  $\vec{r}_1$ , yakni

$$V(\hat{\vec{x}}) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \hat{\vec{d}} \cdot \nabla \left( \frac{1}{|\hat{\vec{x}} - \hat{\vec{r}}_1|} \right) \quad (5)$$

yang perbedaan utamanya yaitu  $\phi^{(i)}$  meluruh secara eksponensial oleh karena pion mempunyai massa berhingga.

Medan pion pada pers. (1) merupakan penyelesaian persamaan Klein-Gordan yang mengandung bentuk sumber  $j_\pi^{(i)}$ , maka

$$(-\tilde{\nabla}^2 + m_\pi^2)\phi^{(i)}(\hat{\vec{x}}) = j_\pi^{(i)}(\hat{\vec{x}}) \quad (6)$$

Dengan  $j_\pi^{(i)}$  diberikan sebagai

$$j_\pi^{(i)}(\hat{\vec{x}}) = -\frac{f}{m_\pi} \hat{\tau}_1^{(i)} \hat{\sigma}_1 \cdot \nabla \delta(\hat{\vec{x}} - \hat{\vec{r}}_1) \quad (7)$$

Bentuk potensial internukleon dibangkitkan dari pertukaran pion diantara dua nukleon, yaitu antara lain potensial pertukaran satu-pion (OPEP = *One-Pion Exchange Potential*) dan potensial yang dibangkitkan dari pertukaran boson yaitu potensial pertukaran satu boson (OBEP = *One-Boson Exchange Potential*). Pada pendekatan statik, interaksi kerapatan Hamiltonian pion-nukleon untuk nukleon yang diletakkan pada  $\vec{r}_1$ , adalah

$$\delta \hat{H}_1(\hat{\vec{x}}) = -\frac{f}{m_\pi} \hat{\sigma} \cdot \nabla (\hat{\tau}_1 \cdot \phi(\hat{\vec{x}})) \delta(\hat{\vec{x}} - \hat{\vec{r}}_1) \quad (8)$$

yang sama untuk nukleon kedua yang diletakkan pada  $\vec{r}_2$  pada da korespondi medan pion memiliki bentuk

$$\phi^{(i)}(\hat{\mathbf{x}}) = -\frac{1}{4\pi m_\pi} \hat{\boldsymbol{\tau}}_1^{(i)} \hat{\boldsymbol{\sigma}}_1 \cdot \nabla \left( \frac{\exp(-m_\pi |\hat{\mathbf{x}} - \hat{\mathbf{r}}_1|)}{|\hat{\mathbf{x}} - \hat{\mathbf{r}}_1|} \right) \tag{9}$$

Kemudian, disubstitusikan ke dalam persamaan interaksi kerapatan Hamiltonian  $\hat{H}_2$  untuk nu  $\hat{\mathbf{r}}_2$  on yang diletakkan pada u untuk medan pion terhadap nukleon yang diletakkan pada dan berinteraksi dengan nukleon yang di  $\hat{\mathbf{r}}_1$  kan pada kerapatan Hamiltoniannya  $\hat{H}_{12}$  yang berkorespondensi terhadap interaksi dua nukleon [6], [7], [8].

$$\delta \hat{H}_{12} = \frac{f^2}{4\pi m_\pi^2} (\hat{\boldsymbol{\tau}}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{\tau}}_2) (\hat{\boldsymbol{\sigma}}_1 \cdot \nabla) (\hat{\boldsymbol{\sigma}}_2 \cdot \nabla) \left( \frac{\exp(-m_\pi |\hat{\mathbf{x}} - \hat{\mathbf{r}}_1|)}{|\hat{\mathbf{x}} - \hat{\mathbf{r}}_1|} \right) \delta(\hat{\mathbf{x}} - \hat{\mathbf{r}}_2) \tag{10}$$

Kemudian, mengintegrasikan  $\delta \hat{H}_{12}$  terhadap  $d^3x$  yang memberikan interaksi energi di antara nukleon pertama dan kedua, yang dikenal sebagai potensial pertukaran satu-pion,  $V_{\text{OPEP}}$ ,

$$V_{\text{OPEP}} = \int \delta \hat{H}_{12}(\hat{\mathbf{x}}) d^3x = \frac{f^2}{4\pi m_\pi^2} (\hat{\boldsymbol{\tau}}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{\tau}}_2) (\hat{\boldsymbol{\sigma}}_1 \cdot \nabla) (\hat{\boldsymbol{\sigma}}_2 \cdot \nabla) \left( \frac{\exp(-m_\pi |\hat{\mathbf{r}}_1 - \hat{\mathbf{r}}_2|)}{|\hat{\mathbf{r}}_1 - \hat{\mathbf{r}}_2|} \right) \tag{11}$$

setelah dimodifikasi berupa potensial “sentral + tensor”

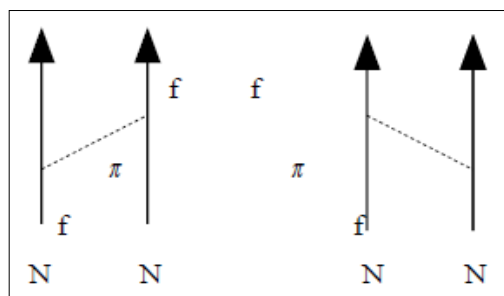
$$V_{\text{OPEP}} = \frac{f^2}{4\pi} \frac{m_\pi^2}{3} (\hat{\boldsymbol{\tau}}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{\tau}}_2) [(\hat{\boldsymbol{\sigma}}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}_2) \tilde{y}_0(m_\pi r) + S_{12} y_2(m_\pi r)] \tag{12}$$

dengan

$$\tilde{y}_0(m_\pi r) = \frac{\exp(-m_\pi r)}{m_\pi r} - \frac{4\pi}{m_\pi^3} \delta(\hat{\mathbf{r}}); \quad y_2(m_\pi r) = \left( 1 + \frac{3}{m_\pi r} + \frac{3}{(m_\pi r)^2} \right) \frac{\exp(-m_\pi r)}{m_\pi r}$$

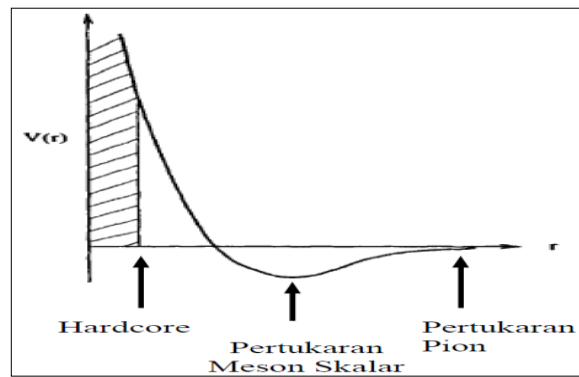
$$S_{12} = \frac{3(\hat{\boldsymbol{\sigma}}_1 \cdot \hat{\mathbf{r}})(\hat{\boldsymbol{\sigma}}_2 \cdot \hat{\mathbf{r}})}{r^2} - (\hat{\boldsymbol{\sigma}}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}_2); \quad \hat{\mathbf{r}} = \hat{\mathbf{r}}_1 - \hat{\mathbf{r}}_2$$

Dalam prakteknya, biasanya bagian fungsi- $\delta$  dari  $y_0$   $\langle n_\pi r \rangle$  tidak efektif terhadap gaya tolak pada jarak yang pendek, untuk mengoperasikan di antara nukleon-nukleon. Keadaan  $y_0$   $\langle n_\pi r \rangle$  dan  $y_2$   $\langle n_\pi r \rangle$  masing-masing menunjukkan keadaan campuran pada  $L=0$  dan  $L=2$ .



**Gambar 2.** Pertukaran Satu-Pion terhadap  $V_{NN}$  [6]

Potensial interaksi gaya inti (persamaan 12) dibagi menjadi tiga bagian, seperti pada gambar 3. Bagian pertama berupa jejari inti keras (*hardcore*) sekitar  $r_c = 4 \text{ fm}$ , berarti daerah  $0 \leq r < r_c$  merupakan “dinding potensial” tidak berhingga, sehingga kebolehdjian untuk mendapatkan nukleon-nukleon dalam interval tersebut menjadi nol. Pada bagian kedua ini merupakan bagian utama berupa gaya tarik nukleon-nukleon, yaitu pada jarak  $\sim 1 - \sim 2 \text{ fm}$ . Pada



**Gambar 3.** Bagian Potensial Interaksi Nukleon-Nukleon [2]

bagian kedua ini didominasi terjadinya pertukaran meson skalar,  $\eta$  ( $\mu = 0, m_\eta = 550 \text{ MeV}$ ). Pada jarak yang lebih jauh lagi, yaitu pada bagian ke tiga  $r > \sim 2 \text{ fm}$  terjadi pertukaran pion tunggal.

### METODE PENELITIAN

Keadaan dasar deuteron memiliki nilai momentum sudut total deuteron adalah  $J = 1$ , dan memiliki keadaan paritas dan spin triplet genap, sehingga hanya keadaan dasar dengan  $L = 0$  dan  $L = 2$  yang diizinkan yang masing-masing menunjukkan keadaan dasar deuteron pada keadaan-S dan D, dan swafungsinya terdang (coupled).

Potensial interaksi proton dan neutron mengandung bagian gaya sentral,  $V_C$  dan bagian gaya tensor,  $V_T$  (lihat persamaan 12),

$$V = V_C + V_T S_{12} \tag{13}$$

dengan bentuk operator tensor berupa

$$S_{12} = \frac{3(\hat{\sigma}_1 \cdot \hat{r})(\hat{\sigma}_2 \cdot \hat{r})}{r^2} - (\hat{\sigma}_1 \cdot \hat{\sigma}_2)$$

Secara matematis, bentuk persamaan yang mengandung bentuk campuran  $L=0$  dan  $L=2$  dengan fungsi gelombang masing-masing  $u(r)$  dan  $w(r)$ , dapat ditulis dalam notasi spektroskopi  ${}^3S_1$  dan  ${}^3D_1$  adalah

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dr^2}u(r) + \frac{2m^*}{\hbar^2} \left[ E - V_C(r) - \sqrt{8} \frac{2m^*}{\hbar^2} V_T(r) \right] w(r) &= 0 \\ \frac{d^2}{dr^2}w(r) + \frac{2m^*}{\hbar^2} \left[ E - \frac{6\hbar^2}{m^* r^2} - V_C(r) + 2V_T(r) \right] u(r) - \sqrt{8} \frac{2m^*}{\hbar^2} V_T(r) u(r) &= 0 \end{aligned} \tag{14}$$

dengan  $E$  adalah energi ikat proton dan neutron,  $m^*$  adalah massa tereduksi antara massa proton,  $m_p$  dan massa neutron,  $m_n$ ,  $\frac{1}{m^*} = \frac{1}{m_p} + \frac{1}{m_n}$

Bagian yang dominan dari keadaan dasar deuteron adalah keadaan- ${}^3S_1$ . Keberadaan gaya tensor deuteron menyebabkan adanya percampuran keadaan- ${}^3S_1$  dan  ${}^3D_1$  maka fungsi gelombang keadaan dasar sistem dapat ditulis dengan syarat normalisasi untuk keadaan dasar deuteron  ${}^3S_1$  dan  ${}^3D_1$  adalah [2], [3], [4], [5], [11], [12]

$$\int_0^\infty \left[ u^2(r) + w^2(r) \right] dr = 1 \tag{15}$$

Dua persamaan diferensial terdang (persamaan 14) merupakan persamaan pokok dalam mendapatkan informasi yang terkait dengan jarak pertukaran partikel dan jenis partikel yang dipertukarkan, dengan mempertimbangkan syarat normalisasi (persamaan 15). Di sini, penyelesaian persamaan terdang ini tidak bisa dilakukan secara analitik, sehingga diperlukan suatu teknik pemrograman tertentu.

### HASIL DAN DISKUSI

Interaksi nukleon-nukleon yang diselidiki dalam penelitian ini adalah interaksi proton dan neutron yang terjalin sewaktu keduanya dalam keadaan terikat menghasilkan inti atom yang disebut *deuteron*. Pada interaksi ini terjadi proses yang disebut *pertukaran meson* di antara mereka. Kontribusi arus meson tersebut berasal dari meson netral  $\pi^0$  dan meson bermuatan  $\pi^\pm$  yang dipancarkan dan diserap oleh proton / neutron secara terus-menerus yang menimbulkan transfer momentum yang persatuan waktunya menghasilkan gaya interaksi. Dengan adanya pertukaran triplet pion  $\pi^0, \pi^\pm$  tersebut, maka dibangkitkan potensial nuklir yang dikenal sebagai  $V_{OPEP}$  (*One-Pion-Exchange-Potential*) yang turun secara eksponensial terhadap jarak mengikuti faktor Yukawa  $\exp(-m_\pi cr/\hbar)$  dengan  $m_\pi$  = massa pion [1], [2],[6], [11].

Dari hasil perhitungan komputer, jarak interaksi dan massa pion yang dihasilkan berupa pion netral, nilainya dapat dibandingkan dengan nilai eksperimen

Keadaan Dasar	Nilai Eksperimen	Nilai Komputasi
Jarak pertukaran meson; fm		
Meson skalar; fm	$\sim 1 - \sim 2$	$\sim 0,924 - 2,057$
Pion tunggal; fm	$> 2$	$> 2,057$
Massa pion netral yang dipertukarkan; $m_{\pi^0}$ MeV/c <sup>2</sup>	$134,9745 \pm 0,0016$	143,92929 (6,63 %)

### UCAPAN TERIMA KASIH

Ucapan terima kasih dihaturkan pada Ditjen DIKTI yang telah membiayai penelitian ini dengan Nomor kontrak: 1/H34.21/SPI.HPKT/DP2M/2011, Tanggal 20 April 2011

### DAFTAR PUSTAKA

- 1 Eisenberg, J.M., and W. Greiner, (1986), *Nuclear Theory; Microscopic Theory of The Nucleus*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, Netherlands.
- 2 Wong, S.S.M., (1990). *Introductory Nuclear Physics*, Prentice Hall: New Jersey
- 3 R. Yosi Aprian Sari, (2011), Sistem Dua Nukleon; Deuteron sebagai Sistem Terikat (p,n) Pada Potensial Lokal, *Jurnal Media Fisika UNS*, Vol. 10/No.2/Mei 2011 hal 73 – 78, ISSN 1412-5676
- 4 R. Yosi Aprian Sari, (2011), Penyelesaian Numerik Masalah Swanilai Keadaan Stasioner Deuteron Dalam Potensial Lokal, *Prosiding Semnas UNY*, ISBN: ISSN 978-979-99314-5-0
- 5 R. Yosi Aprian Sari, Supardi, Agung BSU, Arief Hermanto, (2011), Energi Ikat Deuteron Sebagai Sistem Terikat (p, n) Dalam Potensial Lokal, *Prosiding Semnas UNY*, ISBN: ISSN 978-979-99314-5-0
- 6 Rho, M., and D. Wilkinson, (1979), *Mesons in Nuclei*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, Netherlands.
- 7 Cooke, J. R. and G. A. Miller. (2002). Pion-only, chiral light-front model of the deuteron. *Phys.Rev. C65* 067001
- 8 Korkin, R. V. (2005). P and T odd effects in deuteron in the Reid potential. <http://arxiv.org/abs/nucl-th/0504078v1>
- 9 Hanhart, C., (2007), Pion Reactions on Two-Nucleon Systems. *arXiv:nucl-th/0703028v1*
- 10 Banerjee, M. K. (1998). Relativity Damps OPEP in Nuclear Matter. *Acta Phys. Polon. B29* 2509-2518
- 11 Valderraman, M. P. and E. R. Arriola. (2005). Renormalization of the Deuteron with One Pion Exchange. *Phys.Rev. C72*:054002
- 12 Cooke, J. R. and G. A. Miller. (2002). Deuteron binding energies and form factors from light front field theory. *Phys.Rev. C66* (2002) 034002